$$J_{в(г)} = \sqrt{D_в / 2\pi}\,\sin\theta\,, \quad D_в = \gamma\cos\gamma - \sin\gamma + 8\theta\sin^2\gamma\,, \tag{3.103}$$

Согласно (3.99) при $\vartheta=-\gamma$ ток открывающегося и при $\vartheta=\gamma$ ток закрывающегося вентилей равны нулю, что согласуется с физикой. Первый вентиль при $\vartheta=\gamma$ берёт на себя весь ток нагрузки. Формулы (3.95) и (3.99) совпадают с полученными в [11].

В частном случае, когда $r=0$ ($\gamma=0$) имеем для класса RL_∞

$$\lim_{N\to\infty} N\sin\gamma = 1/2\theta\,, \tag{3.104}$$

$$J^{(RL_\infty)}_{в(R)} = \lim_{n\to 0} J_{в(R)} = \lim_{n\to 0} NJ_{в(г)} = \frac{\sin\theta}{\theta\sqrt{m}}\,, \tag{3.105}$$

$$U^{(RL_\infty)}_0 = \lim_{N\to\infty} U_0 = \lim_{N\to\infty} NI_{(г)} = \theta^{-1}\sin\theta\,, \tag{3.106}$$

что соответствует физике явлений и совпадает с результатами II-й главы. Последнее выражение относится также к режиму х.х любых схем и может быть проще получено из правой части (3.102). Ток холостого хода ($\gamma=0$)

$$I_{(г)хх} = \lim_{N\to\infty} I_{(г)} = 0\,, \tag{3.107}$$

что физически очевидно. Из трансцендентного уравнения (3.93) получаем угол коммутации в режиме к.з. полезной нагрузки, подстановка которого в (3.83) даёт ток к.з. (табл. 3.2). Последний можно проще найти по аппроксимационной формуле

$$I_{(г)к.з.} \approx 0{,}32\,m\,. \tag{3.108}$$

Таблица 3.2.

m	2	3	6	12
$V_{к.з.}$	2	2	4	7
$\gamma_{к.з.}$	19°40′	33°32′	2°36′	0°44′
$I_{(г)к.з.}$	0.637	0,956	1,91	3.82
$I_{(г)к.з.(ап)}$	0.64	0,96	1,92	3.84
$\delta I_{к.з.}[\%]$	0,47	0,42	0,43	0,53

Среднее значение напряжения в режиме к.з. $U_{0,к.з} = \lim_{N\to 0} U_0 = \lim_{N\to 0} NI_{(г)к.з} = 0$.

К особенностям работы схем класса rRL_∞ следует добавить то обстоятельство, что явление коммутации наблюдается также и в двухфазных схемах (лучевой и мостовой) [60,153].

По расчётам, выполненным с помощью счётной машины "Вега", на рис. 3.12÷3.15 представлены параметрические и нагрузочные характеристики. Кривые $U_o = f(n, \varkappa)$ отражают по существу также и внешние характеристики, которые в общепринятом виде (т.е. как $U_o = f(I)$) и в приведённых (безразмерных) единицах показаны на рис. 3.16. Для получения нормированных характеристик приведенные достаточно привести к единичному масштабу, выбрав в качестве оснований $O_u = U_{o.xx}$, $O_i = I_{(t)кз}$.

Квазиадекватность коммутационных состояний многофазных схем и критерий её оценки

Из внешнего сопоставления выражений при активной (см. §§ 3.1, 3.2, 3.3) и индуктивной (§ 3.6) нагрузках невозможно представить количественное отличие в энергетических показателям схем при изменений индуктивности от 0 до ∞ . Также трудно оценить его и, пользуясь графиками углов коммутации, на основе которых нередко и строится методика расчёта схем (см. рис. 3.12, где для общности показаны также результаты при ёмкостной нагрузке). И лишь параметрические (рис. 3.14), внешние (рис. 3.16,б) и особенно нагрузочные (рис.3.15) характеристики наглядно иллюстрируют незначительность этих количественных расхождений.

Отметим, что внешние характеристики, совмещённые для различных видов нагрузки, обычно приводятся в известной литературе в чисто качественном виде, показывающем в общих чертах характер зависимостей. На рис. 3.16,б даны точные количественные соотношения для трех основных видов нагрузки, что позволяет придти к конкретным выводам.

Кривые $U_o(n)$ или $U_o(I)$ при индуктивной нагрузке практически совпадают с кривыми при активной нагрузке во всём диапазоне нагру-

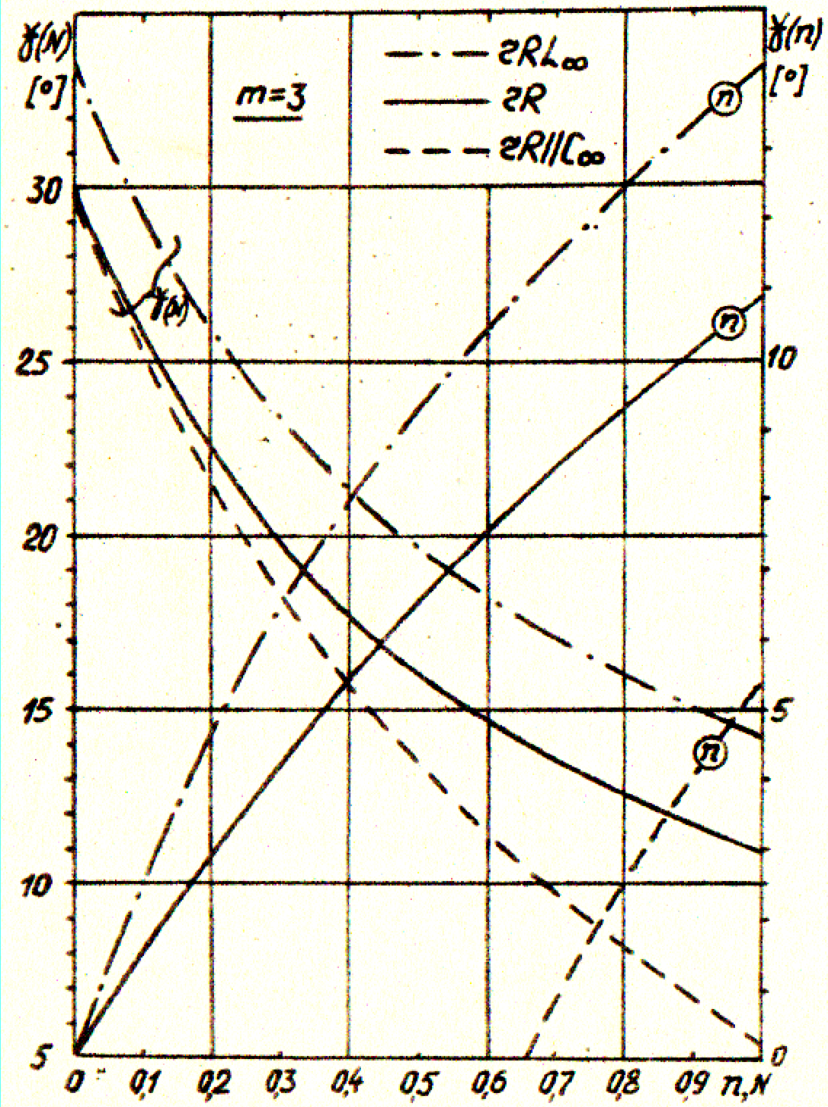

Рис.3.12 Параметрические зависимости угла коммутации.

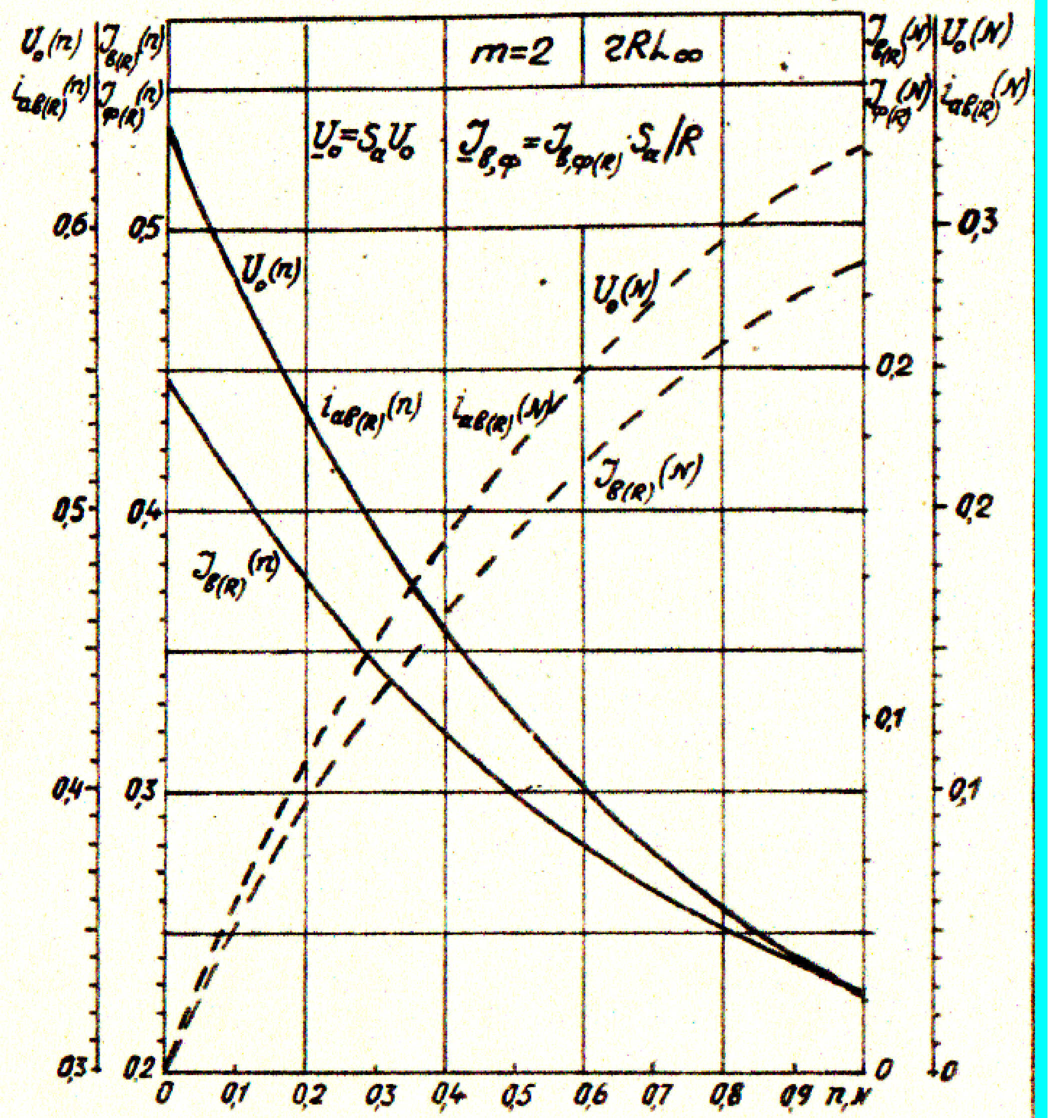

Рис.3.13. Параметрические зависимости среднего значения напряжения полезной нагрузки, амплитудного и действующего значений тока вентиля (фазы).